



TITLE:

Introduction-中性子星について-(「多体系量子論と天体」研究会報告,基研研究会報告)

AUTHOR(S):

林, 忠四郎

---

CITATION:

林, 忠四郎. Introduction-中性子星について-(「多体系量子論と天体」研究会報告,基研研究会報告). 物性研究 1971, 15(6): D3-D13

ISSUE DATE:

1971-03-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/88212>

RIGHT:

## Introduction — 中性子星について —

京大理 林 忠 四 郎

### 1. はじめに

中性子星の存在の可能性が指摘されたのは、原子学物理学が形成された直後の時期であつた。すなわち、Landau (1932) は、ある程度以上の質量の星は中性子星となることによつてエネルギーを放出しうることを示し、

Oppenheimer-Volkoff (1939) は、free な中性子の Fermi ガスからなる星の構造を明らかにした。さらに、Zwicky (1939) は、星が重力的に Collapse して中性子星になるときに放出される重力エネルギーが超新星のエネルギー源になることを示した。

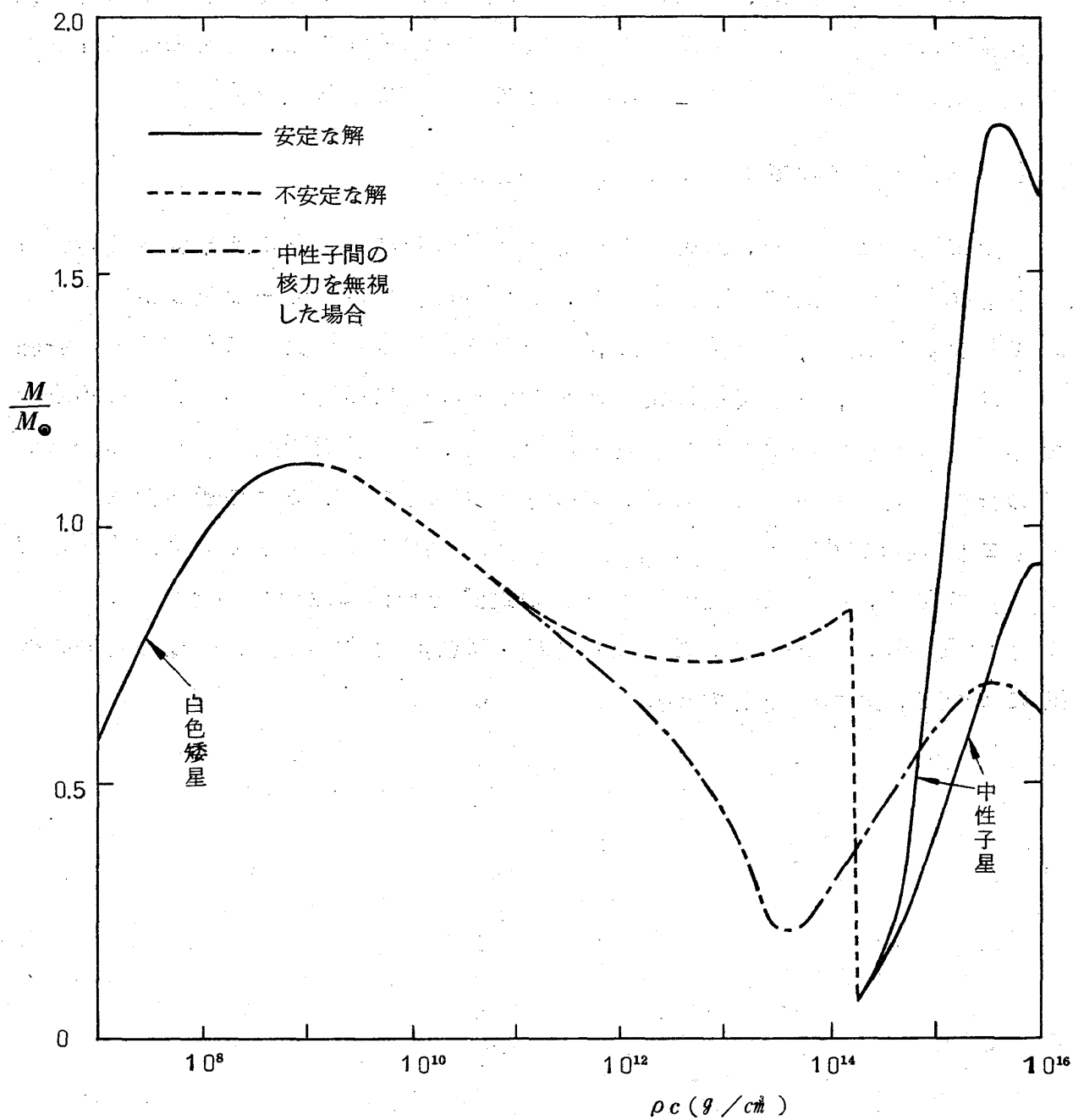
その後、研究の発展は一時中断したが、1960年頃になつてから、Wheeler の一派、Tsuruta - Cameron (1965)、その他の人々に取上げられて、大きな進展をみることになつた。この頃になつて、星の進化の研究が進み、その最終段階がどうであるかという理論的な問題設定がかなり具体化してきたこと、また X 線星などの発見があつて、これをどのように説明するかという問題も提起されたのである。

とくに、1967年の末に、Pulsar が発見されたが、その数秒以下という短かい週期を説明するためには、平均密度が  $10^{14} \text{ g/cm}^3$  以上の星、すなわち、中性子星の廻転を考えねばならなくなつた。さらに、Crab nebula の中心における pulsar の発見は、超新星爆発の残骸としての中性子星の存在をある程度裏づけることとなつた。

これまでの理論的研究から、安定な重力平衡の状態にある中性子星の質量、半径、密度、温度などについては、次のことが知られている。最小の質量は  $0.1 M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$  は太陽質量) の程度、最大質量は  $1 M_{\odot} \sim 2 M_{\odot}$  の範囲にあると考えられている (第1図)。ただし、この最大質量の値は、 $10^{15} \text{ g/cm}^3$  以上の高密度における核物質の性質、とくに状態方程式、がよくわからないた

## 研 究 会 報 告

めに、第1図に示したように、現在なお不確定である。

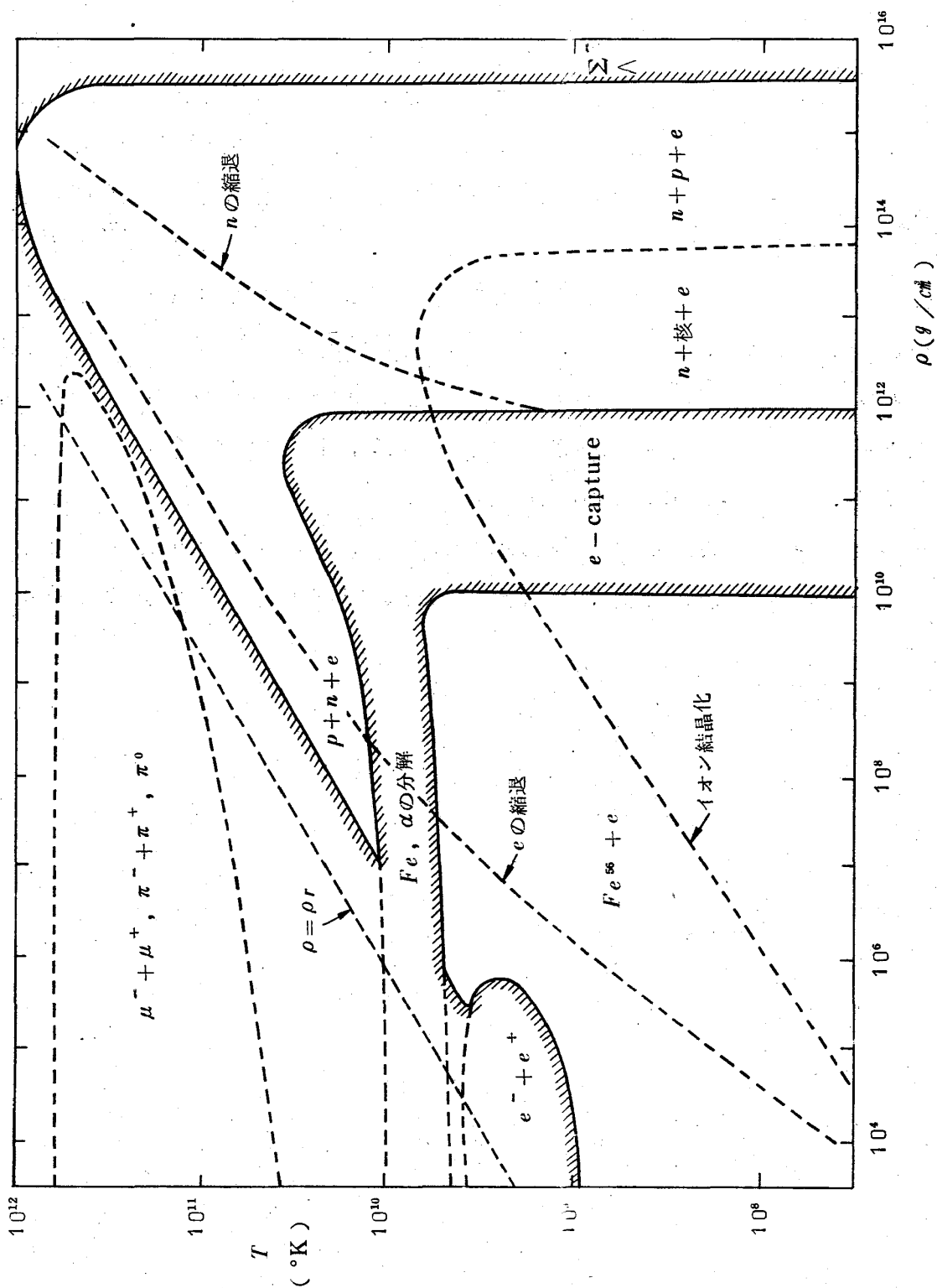


第 1 図 重力平衡の星 (温度零) の質量と中心密度

上の質量の範囲に対応して、中性子星の半径は  $30 \sim 10 \text{ km}$  の程度、中心密度は  $10^{14} \sim 10^{16} \text{ g/cm}^3$  の程度である。これ以上の中心密度に対しては、あとで述べるように、星は不安定になる。星の表面では重力が大きいために、大気の厚さは  $\text{cm}$  の程度、光球の密度は  $10^{-2} \text{ g/cm}^2$  の程度である。中心や表面の温度については、形成後  $10^6$  年以内の中性子星では、中心温度は  $10^8$   $^{\circ}\text{K}$  以上、表面温度は  $10^6$   $^{\circ}\text{K}$  以上と推定されている。

## 2. 高密度ガスの組成と圧力

以上に述べたような、広範囲の密度と温度における物質の熱平衡状態の性質を第2図に示す。横軸は物質密度で、これが輻射エネルギーの質量密度  $P_r = a T^4 / C^2$  より小さい領域では、電子や中間子の対が大量に存在する。斜線をつけた領域は、星の質量の大部分がこの領域内に存在するとき、星は不安定であることを示す。すなわち、電子対の生成、中間子対の生成、 $F_e$  の分解、 $\alpha$  の分解、電子の核による捕獲、が進行する領域では、ガスの断熱指数  $\gamma$  ( $\equiv (d \log P / d \log \rho)_{\text{adiabatic}}$ ) の値は  $4/3$  より小さく、星は不安定である。さらに、第2図の直線  $\rho = \rho_r$  の近傍を平行に走っている線と、 $\rho = 10^{16} \text{ g/cm}^3$  の線は、これより高温・高密度の領域では、一般相対論の効果によつて、星は不安定である。



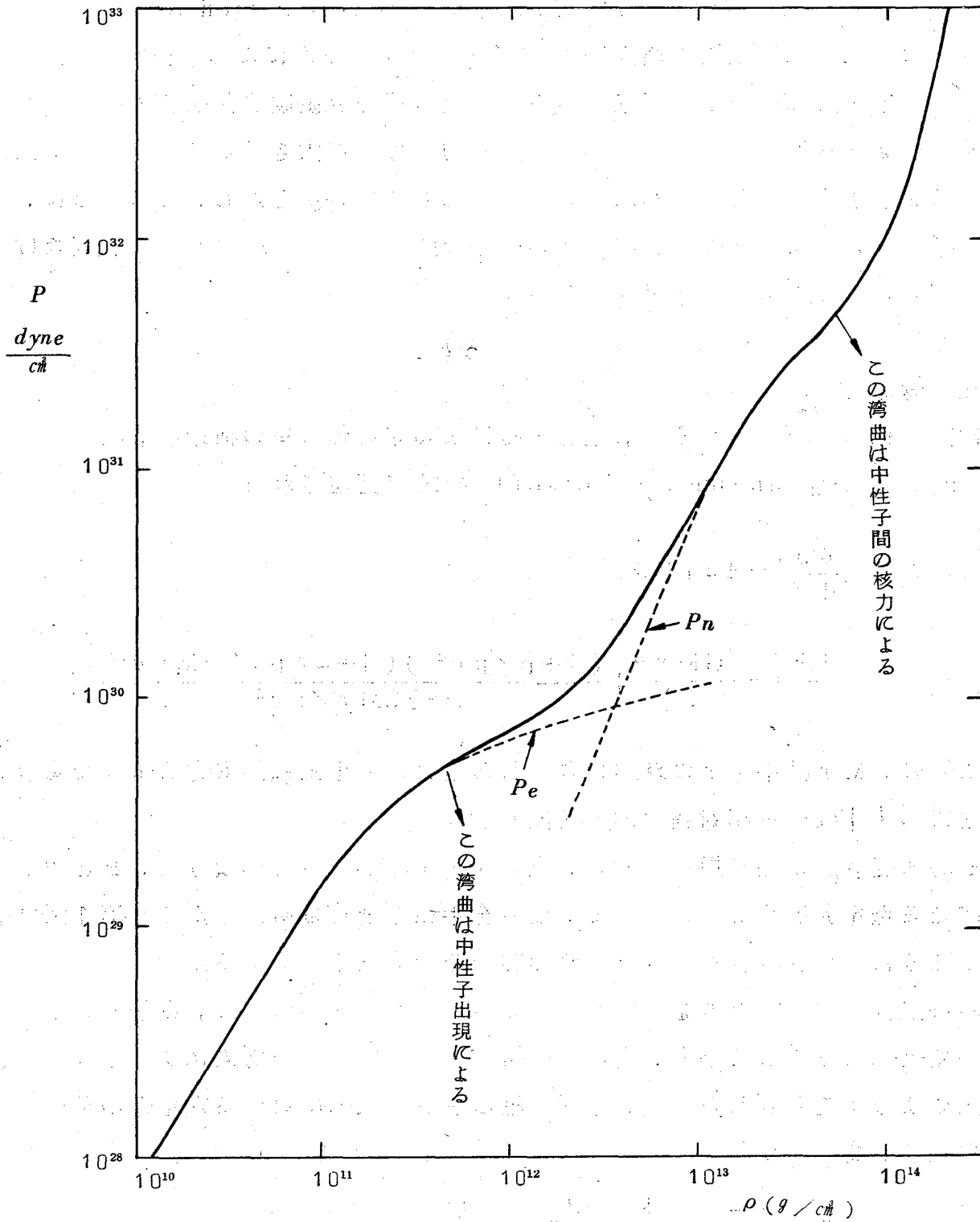
第2図 高温・高密度ガスの熱平衡状態

## 研 究 会 報 告

第2図には、電子や中性子の Fermi energy が  $2 k T$  に等しい線を縮退の境界として引いてある。これらの線より低温の領域 ( $T \lesssim 10^9 \text{ } ^\circ\text{K}$ ) におけるガスの組成や圧力は温度零の場合と変らない。この場合については、ガスの組成が密度とともに次のように変化することが知られている。

低密度では  $\text{Fe}^{56} + e$  が主成分であるが、 $\rho = 1 \times 10^9 \text{ g/cm}^3$  (電子の  $E_F = 4 \text{ MeV}$ ) で  $\text{Fe}^{56}$  の電子捕獲がはじまる。密度の増大とともに、次第に neutronrich で、かつ質量数の大きい原子核が存在するようになり、 $\rho = 3 \times 10^{11} \text{ g/cm}^3$  (電子の  $E_F = 25 \text{ MeV}$ ) では  $\text{Sr}_{38}^{120}$  が最も大量に存在する。この密度で、核内の最後の中性子の結合エネルギーは零となり、自由中性子が現われる。さらに、 $\rho \simeq 5 \times 10^{13} \text{ g/cm}^3$  になると、自由陽子が現われ、また原子核は消失する。すなわち、 $n + p + \bar{e}$  のガスになるが、 $p$  の数は  $n$  の数の数%の程度に過ぎない。さらに、 $10^{15} \text{ g/cm}^3$  以上の高密度では  $\Sigma^-$ ,  $\Lambda$  などの hyperon が現われる。

温度零のガスの圧力は、第3図に示すように、 $3 \times 10^{12} \text{ g/cm}^3$  を境にして低密度では縮退電子の圧力、高密度では縮退中性子の圧力が主である。



第 3 図 温度零のガスの状態方程式



密度が  $10^6 \text{ g/cm}^3$  以上では、電子は相対論的で ( $E_F > m_e c^2$ )、圧力は  $(\rho/\mu_e)^{4/3}$  に比例する。ここに、 $\mu_e$  は電子の平均分子量である。 $10^9 \text{ g/cm}^3$  より高密度になると、原子核が neutron-rich になつて  $\mu_e$  が増大するために、圧力の増大は  $\rho^{4/3}$  よりゆるやかになる。従つて、 $\alpha < 4/3$  であるような、第2図の電子捕獲の不安定領域が存在する。さらに、 $10^{13} \text{ g/cm}^3$  あたりで、中性子間の引力の寄与が大きくなるために、 $r$  は  $4/3$  より小さくなる。これは第2図には示してない。しかし、このために、中性子星が安定であるためには、その中心密度は  $10^{14} \text{ g/cm}^3$  より高くなければならないのである。(第1図参照)

### 3. 構造と安定性

状態方程式が与えられると、重力平衡による球対称の星の構造は、次の Tolman - Oppenheimer - Volkoff の式で記述される。

$$\frac{dM}{dr} r = 4\pi r^2 \rho,$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GMr\rho}{r^2} \left\{ \frac{(1+p/\rho c^2)(1+4\pi p r^3/Mr c^2)}{1-2GMr/r c^2} \right\}$$

ここに、 $M r$  は半径  $r$  の球内に含まれる全質量 (正確には重力質量) であり、第2式の  $\{ \}$  は一般相対論の効果を表わす。

中心密度  $p_c$  の値を指定すると、上の式を中心から外方へ積分し、 $P$  と  $\rho$  が零になる点を見出すことによつて、星の全半径と全質量  $M$  がわかる。第1図は、このようにして計算された  $p_c$  と  $M$  の関係を示したものである。

図の点線は不安定な解を示すが、そのうちの低密度のものは、電子捕獲と核力の効果によるものであり、高密度のものは一般相対論の効果による。これらは次のように説明される。重力平衡の星の膨張や収縮に対する安定性の条件は、断熱指数  $r$  を用いて

$$r > \frac{4}{3} + \frac{k}{3} \frac{P}{\rho c^2} \quad (\text{安定})$$

$$r < \frac{4}{3} + \frac{k}{3} \frac{P}{\rho c^2} \quad (\text{不安定})$$

と表わされる。ここに、 $k$ は密度の分布の形、すなわち、質量の中心集中度に依存する1の程度の量である。一般に $r$ が一定でない場合は、上の条件は

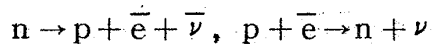
$$\int_0^R \left( r - \frac{4}{3} - \frac{k}{3} \frac{P}{\rho c^2} \right) P \cdot 4\pi r^2 dr > 0,$$

と表わされる。

上の条件において、Newton理論は $P/\rho c^2 \rightarrow 0$ の場合にあたる。しかし、中性子ガスのFermi energyは $\rho \simeq 6 \times 10^{15} \text{ g/cm}^3$ で相対論的になりはじめる(このとき、 $P \simeq \rho c^2/3$ )。このとき、 $P \simeq \rho c^2/3$ になるために、一般相対論的不安定性が現われるのである。このために、第1図に示したような質量のpeakが現われ、 $\rho_c \gtrsim 10^{16} \text{ g/cm}^3$ の中性子星は不安定となる。

#### 4. 温度の分布と変化

星の進化の最終段階で中性子星が形成されたときの中心温度は、 $10^{11} \text{ K}$ またはこれ以上であると推定される。このような高温では、中性子ガスの縮退度は弱いから(第2図参照)、いわゆるURCA過程



などによつて、neutrino対 $\nu + \bar{\nu}$ が盛に放出される。このため、 $10^{10} \text{ K}$ までの冷却は非常に早い。

この温度以下の冷却速度については、十分正確なことはわからないが、 $10^3 \sim 10^6$ 年経つと、中心温度は $10^9 \sim 10^7 \text{ K}$ まで、表面温度は $10^7 \sim 10^6 \text{ K}$ の程度まで降下すると推定されている。この冷却の問題を正確に解くためには、URCA過程その他のneutrino放出のrate、ならびに電子の熱伝導度、に対する中性子ガスの超流動性の効果を明らかにする必要がある。

中性子や電子の縮退ガスの熱伝導度が一般に大きいことと、neutrino放出のrateが温度に強く依存することから、中性子星の内部の温度分布は、縮退領域では比較的に一様で、温度勾配は主として、ごく表面近くの薄い非縮退層にあるものと考えられる。

このような温度分布に対しては，中性子星内部にイオンの結晶した領域が存在することがわかる。いま，イオンの質量数と荷電数を  $A$  と  $Z$ ，イオン間の平均距離を  $a$  とすると

$$\frac{4\pi}{3} a^3 = \frac{A m_H}{\rho}$$

イオン間の静電的な相関が十分大きいという，結晶化の条件は

$$kT < \frac{1}{50} \frac{(Ze)^2}{a} = \frac{(Ze)^2}{50} \left( \frac{4\pi\rho}{3Am_H} \right)^{1/3}$$

で与えられる。第2図には，この符号が成立する場合を結晶化の線として示してある。

最近，Vela X pulsar や Crab 星雲の pulsar で週期の突然の変化が観測された。Crab pulsar では，週期が突然に  $1 \times 10^{-7}$  sec だけ減少し，4～5日のrelaxation timeをもつて復旧した。これを，上記の結晶の crust をもつた中性子星の地震 (starquake) として説明する試みがなされている。

## 5. おわりに

中性子星の形成過程については，現在のところ，次のように考えられている。太陽より質量の十分大きい星は，種々の核燃焼の段階を経て，最終的には  $Fe$  の core をつくる。この core は， $Fe^{56}$  の分野や電子捕獲がはじまると，重力的な collapse をおこす。Collapse が十分進行すると，中心で衝撃波が発生し，外層部の物質を吹きとばして，中心の高密度領域の物質が中性子星として残るという考えである。

この衝撃波発生の機構については，いろんな可能性が考えられている。一つは，collapse の際の温度上昇によつて，中心では中性子ガスの縮退がとけ，ガスの圧力が急に増大して bounce を起こすことである。もう一つには，高温の中心部で放出された neutrino が外層部で捕獲されて，この領域の物質に外向きの運動量を与えるという可能性である。さらに，collapse は球対称ではなくて，球型から平たいパンケーキ型への移行であろうという考えもある。

この研究会では，中性子ガスの超流動性，磁場の形成過程，パルサーの機構などが主題になるものと思われる。以上は，その議論の背景としての，中性子星の概要を述べたものである。

## 中性子星の冷却

京大理 伊藤直紀

### § 1. はじめに

中性子星は，最終的には温度零度の平衡状態におちつくだろうと考えられているが，形成時には高温状態にあるのだろう。したがって，中性子星の冷却の time scale を理論的に計算することが重要な問題となる。Pulsar の回転中性子星模型が正しいとすると，pulsar として観測される中性子は，まだ冷えきっていないと考えられる。それ故，中性子星の冷却の機構の理論的な研究は，pulsar の観測と密接に関連している。中性子星の質量と形成の時期が分れば，その中性子星の現在の温度を理論的に求めることができる。この温度と pulsar の観測とを比較することにより，理論の check も可能である。ここでは，冷却の素過程，その結果としての中性子星の冷却の time scale，および中性子星の外側の層の結晶化について，主に review を述べる。

### § 2. 冷却の素過程と冷却の time scale

中性子星の冷却は，高温時には主に neutrino loss によっており，ある程度温度が下つてからは表面からの photon の輻射によっている。中性子星の内部で  $\mu$  - loss の過程を次に示す。